

“STAGGERING” ЭФФЕКТ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ С КВАДРУПОЛЬНОЙ И ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИЯМИ

М.С. НАДЫРБЕКОВ,¹ Г.А. ЮЛДАШЕВА²

¹Институт ядерной физики, Академии наук Республики Узбекистан
(Улугбек, Ташкент 100214, Узбекистан)

²Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан
(Улугбек, Ташкент 100214, Узбекистан)

УДК 539.1
© 2011

Исследован $\Delta I = 1$ “staggering” эффект в энергетическом спектре положительной и отрицательной четности ирраст-полосы четно-четных ядер в области актинидов. Использована формула для “staggering” эффекта, который пропорционален дискретному приближению производной четвертого порядка от функции $\Delta E(I)$. Показано, что “staggering” эффект имеет “зигзагообразное” поведение и исчезновение этого эффекта в энергетическом спектре не происходит в пределах наблюдаемой области углового момента.

1. Введение

Ранее вращательные ядерные спектры определялись квадрупольными деформациями (β_2) [1], соответствующими ядерным формам эллипсоида вращения. Тогда низколежащие возбужденные состояния четно-четных ядер описываются в геометрическом приближении как уровни, соответствующие гармоническим колебаниям и вращениям деформированной поверхности [1].

Октупольные деформации (β_3) происходят в актинидах [2] и в области ядер с массовым числом $A \approx 150$ [3, 4], соответствующим грушевидным ядерным формам [5–7].

В последнее время свойства ядер с октупольными степенями свободы широко изучаются в пределах различных геометрических, алгебраических и микроскопических приближений при описании ядерной структуры [7]. Следует отметить, что проблеме одновременного учета квадрупольной и октупольной деформации поверхности ядра нелегко решить

ни в микроскопическом приближении из-за нарушения симметрии отражения формы ядра, ни в геометрическом приближении из-за трудности определения полного тензора инерции системы. Однако можно рассмотреть упрощенную форму этой проблемы для аксиально-симметричных ядер, т.е. при $K = 0$ (K проекция полного углового момента I на ось симметрии ядра) в случае геометрического приближения.

В работе [8] была рассмотрена возможность описания энергетических уровней возбужденных состояний положительной и отрицательной четности приведенных вероятностей дипольных, квадрупольных и октупольных переходов между этими состояниями аксиально-симметричных ядер $^{144,146}\text{Ba}$, ^{146}Ce , $^{146,148,150}\text{Nd}$, ^{150}Sm , ^{151}Pm , $^{220,222}\text{Rn}$, $^{217,219,221}\text{Fr}$, $^{218-228}\text{Ra}$, $^{219,223,225,227}\text{Ac}$ и $^{220-229}\text{Th}$ в случае потенциала Девидсона [9] для поверхностных деформаций.

В работе [10] также были рассмотрены энергетические уровни переменной четности аксиально-симметричных четно-четных ядер ^{150}Sm , ^{154}Dy , ^{162}Dy , ^{232}Th и $^{232,236,238}\text{U}$ для осцилляторной потенциальной энергии поверхностных деформаций. Получены спектр энергии уровней и волновые функции возбужденных состояний. Энергетические уровни описываются тремя теоретическими параметрами: энергетический множитель $\hbar\omega$, параметр ϵ'_ν , пропорциональный собственному значению угловой части уравнения Шредингера в полярных координатах ϵ_ν и безразмерный параметр μ , который описывает “мягкость” ядра относительно деформации его поверхности.

В работах [8, 10] ядра с октупольной деформацией имеют два минимума потенциальной энергии, со-

ответствующие противоположным значениям параметра октупольной деформации β_3 , и имеют двукратное вырождение уровней, которое снимается вследствие туннельного перехода под потенциальным барьером, разделяющим формы β_3 и $-\beta_3$, которые позволяют воспроизвести полосы с положительной и отрицательной четностью одновременно. Эти полосы связаны с симметричными и антисимметричными комбинациями волновой функции [8]. Параметры квадрупольной β_2 и октупольной β_3 деформаций в этих ядрах имеют одинаковый порядок [11].

В работах [8, 10] для описания энергии уровней возбужденных состояний были использованы следующие виды потенциальных энергий поверхностных деформаций: потенциал Девидсона [9] и осцилляторный потенциал [12]. Эти потенциалы широко используются для описания энергии уровней отдельных полос возбужденных состояний различных мультипольностей [13–15].

Работы [8, 10] отличаются не только видом потенциальной энергии поверхностных колебаний, но и видом кинетической части гамильтониана. В работе [8] кинетическая часть гамильтониана соответствует гамильтониану для неаксиальных четно-четных ядер: [12].

$$\begin{aligned} \hat{T}_1 &= - \sum_{\lambda=2,3} \frac{\hbar^2}{2B_\lambda} \frac{1}{\beta_\lambda^3} \frac{\partial}{\partial \beta_\lambda} \left(\beta_\lambda^3 \frac{\partial}{\partial \beta_\lambda} \right) = \\ &= - \frac{\hbar^2}{2B_2} \left\{ \frac{3}{\beta_2} \frac{\partial}{\partial \beta_2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta_2^2} \right\} - \frac{\hbar^2}{2B_3} \left\{ \frac{3}{\beta_3} \frac{\partial}{\partial \beta_3} + \frac{\partial^2}{\partial \beta_3^2} \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где B_2 и B_3 – массовые параметры.

Кинетическая часть гамильтониана в работе [10] соответствует гамильтониану аксиально-симметричных ядер [16]:

$$\begin{aligned} \hat{T}_2 &= - \sum_{\lambda=2,3} \frac{\hbar^2}{2B_\lambda} \frac{1}{\beta_\lambda^2} \frac{\partial}{\partial \beta_\lambda} \left(\beta_\lambda^2 \frac{\partial}{\partial \beta_\lambda} \right) = \\ &= - \frac{\hbar^2}{2B_2} \left\{ \frac{2}{\beta_2} \frac{\partial}{\partial \beta_2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta_2^2} \right\} - \frac{\hbar^2}{2B_3} \left\{ \frac{2}{\beta_3} \frac{\partial}{\partial \beta_3} + \frac{\partial^2}{\partial \beta_3^2} \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Вычисляя разницу этих гамильтонианов, получаем

$$\hat{T}_1 - \hat{T}_2 = \frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{1}{\beta_2} \frac{\partial}{\partial \beta_2} - \frac{\hbar^2}{2B_3} \frac{1}{\beta_3} \frac{\partial}{\partial \beta_3} \quad (3)$$

После перехода к полярным координатам эта разность равняется нулю [8, 10]. Остается только второй член формулы (9) работы [8], которого нет в работе [10]. Этот член не был учтен в дальнейших вычислениях, из-за малого вклада в значения энергии уровней при больших спинах [13, 14]. Таким образом, разность кинетических частей гамильтонианов (1) и (2) не дает никакого вклада в конечный результат.

Известны различные, хорошо изученные типы отклонения ядерного коллективного движения (в первом приближении) от чисто вращательного [1, 17]. В результате этих отклонений в структуре ядерного вращательного спектра происходят эффекты высокого порядка, такие как “squeezing”, “backbending” и “staggering” [18–22]. Изучение этих тонких эффектов в структуре коллективного взаимодействия и соответствующих энергетических спектров ядер связано со сложным поведением коллективных характеристик. Такими в атомном ядре являются: ротация, вибрация, парная вибрация и другие [1, 12, 13]. Эти коллективные моды представляют собой сложные и разнообразные возбуждения, в которых участвует одновременно много нуклонов, но теоретически их можно описать с помощью малого числа степеней свободы [1, 12, 13].

Применение дискретных приближений производных высокого порядка данной ядерной характеристики как функции частной физической величины показывает различные типы “staggering” эффектов, которые несут информацию о тонких свойствах ядерного взаимодействия и соответствующих корреляциях высокого порядка в коллективной динамике системы.

“Staggering” эффекты представляют разветвления вращательных полос в последовательности состояний, отличающихся несколькими единицами углового момента. Такие $\Delta I = 1$, $\Delta I = 2$, $\Delta I = 4$ “staggering” эффекты наблюдаются в энергетических полосах супердеформированных ядер [21–24]. Эти эффекты очень хорошо известны в четно-четных ядрах [1] и позволяют тестировать различные коллективные модели [25].

$\Delta I = 2$ “staggering” эффект присутствует, когда уровни с $I = 2, 6, 10, 14, \dots$ смещены относительно уровней с $I = 0, 4, 8, 12, \dots$, т.е. уровень с угловым моментом I смещен относительно его соседних уровней с угловым моментом $I \pm 2$ в энергетических уровнях основной полосы деформированных ядер [24].

Как уже отмечалось, появление отражения асимметричной формы в атомных ядрах связано в геометрической модели с проявлением октупольной степени свободы. Основной физической характеристикой системы с проявлением асимметрии отражения является нарушение R - и P -симметрии. Известно, что эти симметрии нарушаются в отдельности, а система остается инвариантной относительно их произведения PR^{-1} [1]. Тогда спектр системы характеризуется присутствием энергетических полос, в которых угловые моменты имеют переменную четность. Следовательно, полоса с отрицательной четностью с последовательностью уровней $I^\pi = 1^-, 3^-, 5^-, 7^-, \dots$, сливаясь с полосой положительной четности с последовательностью уровней $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, \dots$, образует полосу с последовательностью уровней $I^\pi = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, 5^-, \dots$.

Такая полоса наблюдается в четно-четных ядрах редкоземельной области и в актинидах [2–4, 6, 7, 26, 27]. В этих полосах четно-четных ядер уровни энергии с нечетным I и отрицательной четности перемещены относительно уровней энергии с четным I положительной четности. Иными словами, уровень с угловым моментом I смещен относительно его соседнего с угловым моментом $I \pm 1$ [18]. Эта величина, обычно называемая нечетно-четным “staggering”-ом или $\Delta I = \pm 1$ “staggering”, должна исчезнуть, если четные и нечетные уровни энергий формируют единственную полосу.

Подобный $\Delta I = 1$ “staggering” эффект происходит в γ -полосе четно-четных ядер, но он отличается от “staggering” эффекта энергетических полос ядер с октупольной деформацией тем, что энергетические уровни в γ -полосе этих ядер имеют только положительную четность [25].

В работе [28] было обсуждено экспериментальное поведение нечетно-четного “staggering” эффекта в полосах ядер редкоземельной области $^{144,146}\text{Ba}$, $^{150,152,154}\text{Sm}$, $^{154,156,162}\text{Dy}$, $^{152,154,156,160}\text{Gd}$, $^{162,164}\text{Er}$ и области актинилов $^{220,224}\text{Ra}$, $^{226,228,230,232,234}\text{Th}$, $^{230,232,234,236,238}\text{U}$. Поведение этого эффекта различается по форме, но характер поведения одинаков. Отмечено, что энергетические уровни указанных выше ядер свободны от “backbending/upbending” эффектов [29].

Отметим, что в работах [8, 10] нечетно-четный “staggering” эффект с угловым моментом $I \pm 1$ не рассмотрен. Анализ и интерпретация этого эффекта представляет особый интерес, потому что он несет информацию о свойствах коллективной динамики в различных областях ядер и является очень чувстви-

тельным к тонкой структуре вращательного спектра и обеспечивает явное $\Delta I = 1$ “staggering” поведение в разных вращательных полосах.

В данной работе рассмотрено поведение “staggering” эффекта в энергетических спектрах четно-четных актинидных ядер.

2. $I \pm 1$ “staggering” эффект в аксиально-симметричных четно-четных ядрах

Рассмотрим нечетно-четный “staggering” эффект, пропорциональный дискретному приближению производной четвертого порядка от функции $\Delta E(I) = E(I + 1) - E(I)$, который представляется формулой [30]:

$$\text{Stag}(I) = 6\Delta E(I) - 4\Delta E(I - 1) - 4\Delta E(I + 1) + \Delta E(I + 2) + \Delta E(I - 2), \quad (4)$$

где $E(I)$ – энергия возбужденных уровней. Отметим, что существуют другие альтернативные формулы для описания поведения нечетно-четного $\Delta I = 1$ “staggering” эффекта [28]. Но поведение этого эффекта не зависит от вида этих формул [28].

Традиционно считается, что нечетно-четный “staggering” эффект в полосах с октупольной деформацией начинается с относительно высоких значений “staggering” эффекта при низком значении спина, и затем он постепенно уменьшается вниз к нулю, таким образом указывая на постепенное формирование полосы с отражением асимметричной формы. Однако, используя недавние данные в области актинидов [31], было найдено что в легких актинидах нечетно-четный “staggering” эффект показывает “зигзагообразное” поведение [30]. Иными словами, количество, измеряющее нечетно-четный “staggering” эффект, не остается около исчезающей величины после достижения нуля впервые, но продолжает осциллировать (по абсолютной величине) с увеличением I , образуя зигзагообразную форму.

На рис. 1–3, для примера, показано теоретическое и экспериментальное [33] поведение $\Delta I = 1$ “staggering” эффекта в энергетических спектрах ядер ^{232}Th и $^{230,234,236,238}\text{U}$. На этих рисунках также приведены значения параметров, используемых в предложенной модели для описания энергии уровней, и значение среднеквадратичного отклонения (RMS) теоретических и экспериментальных значений этих уровней, которые находятся в пределах допустимых значений.

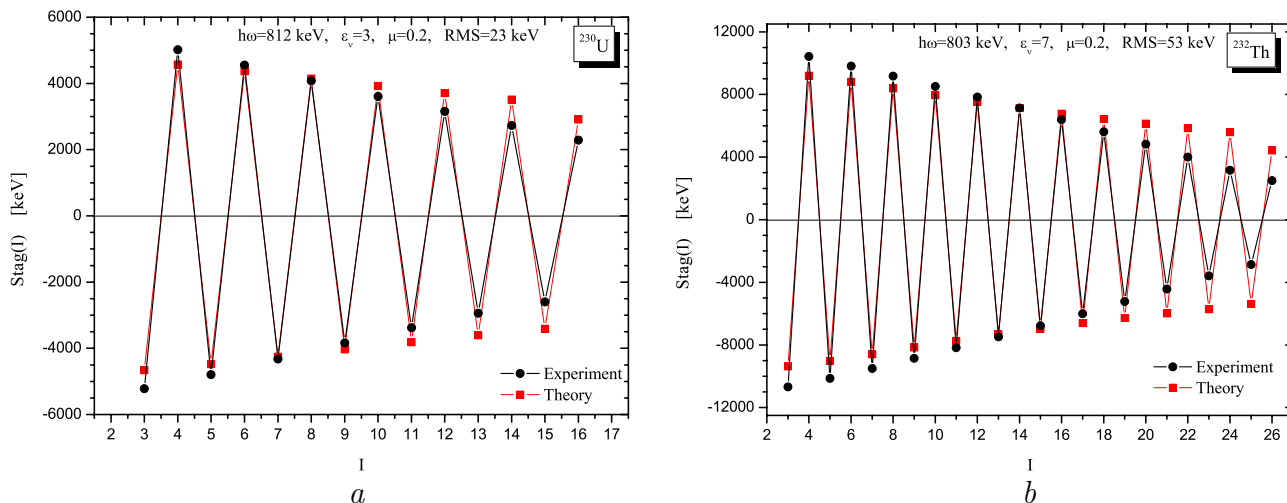


Рис. 1. Теоретическое и экспериментальное [33] поведение “staggering” эффекта в энергетических спектрах ядер U^{230} (a) и Th^{232} (b)

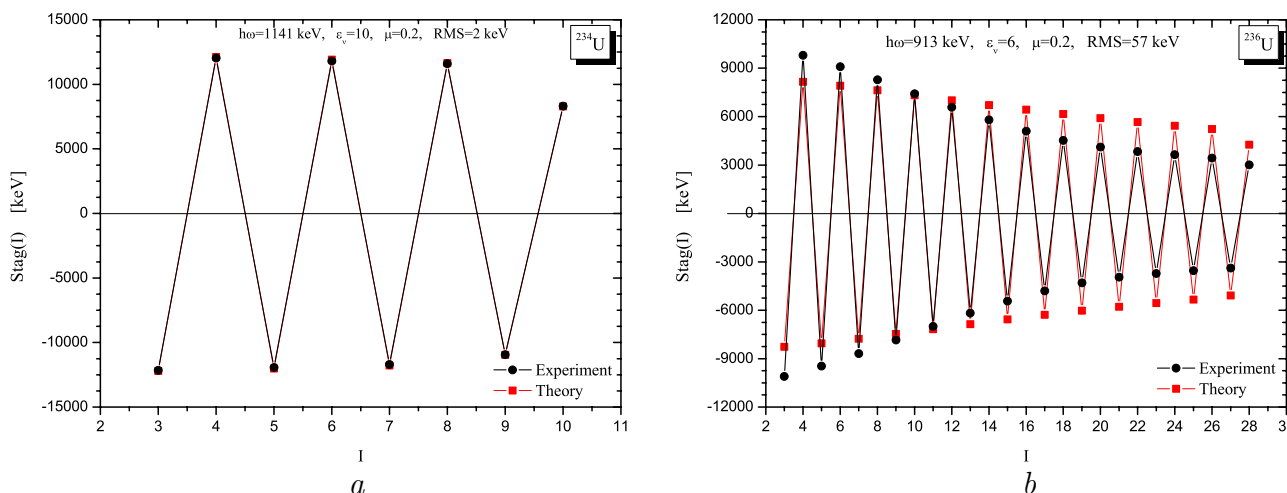


Рис. 2. Теоретическое и экспериментальное [33] поведение “staggering” эффекта в энергетических спектрах ядер U^{234} (a) и U^{236} (b)

Из рисунков видно, что “staggering” эффект имеет “зигзагообразное” поведение и исчезновение этого эффекта не происходит в пределах наблюдаемой области углового момента. Теоретическое и экспериментальное поведение этого эффекта хорошо согласуется для ядер $^{230,234,238}U$.

Самое большое значение “staggering” эффекта имеет ядро ^{232}Th при малых значениях углового момента I и значения “staggering” эффекта быстро уменьшаются с увеличением I , при этом экспериментальные значения этого эффекта уменьшаются быстрее, чем теоретические значения. Приблизительно такую же картину можно наблюдать в поведении “staggering” эффекта в ядре ^{236}U .

Отметим, что существует некоторое отклонение в поведении “staggering” эффекта в рассматриваемых ядрах при больших спинах, что связано с отклонением спектра энергий уровней этих ядер от чисто вращательного спектра. Поведение “staggering” эффекта в ядрах $^{230,234,238}U$ подобно поведению этого эффекта в некоторых ядрах редкоземельной области [34].

Следовательно, на основе наших результатов, можно сделать предположение, что “staggering” эффект при низких значениях углового момента спектра энергии уровней появляется в основном из-за изменения четности, тогда как при больших значениях углового момента энергии уровней из-за взаимо-

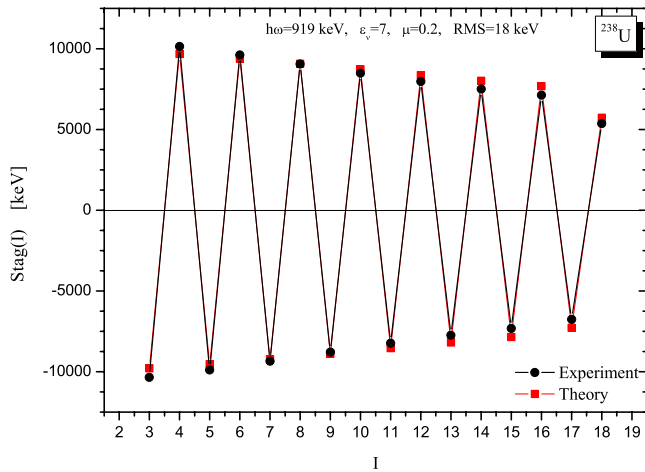


Рис. 3. Теоретическое и экспериментальное [33] поведение “staggering” эффекта в энергетическом спектре ядра U^{238}

действия вращения ядра как целого и деформацией ее поверхности.

Таким образом, предложенная модель хорошо описывает поведение “staggering” эффекта этих ядер. Также, она позволяет сравнивать эффекты коллективного взаимодействия и формы ядра в различных областях ядер. Отметим, что в энергетических уровнях указанных выше ядер “backbending/upbending” эффекты не наблюдаются [32, 33].

Теоретические значения энергетических спектров используемых ядер вычисляются по формуле (31) из работы [10].

Авторы выражают благодарность кандидату физико-математических наук А.В. Хугаеву за интерес к данной работе и критические замечания. Работа выполнена при поддержке гранта № ФА-Ф2-Ф-077 Академии наук Республики Узбекистан.

1. A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure Vol. II: Nuclear Deformations* (World Scientific, Singapore, 1998).
2. P. Schüler *et al.*, Phys. Lett. B **174**, 241 (1986).
3. W.R. Phillips *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 3257 (1986).
4. R.K. Sheline and P.C. Sood, Phys. Rev. C **34**, 2362 (1986).
5. G.A. Leander, R.K. Sheline, P. Moller, P. Olanders, I. Ragnarsson, and A.J. Sierk, Nucl. Phys. A **388**, 452 (1982); G.A. Leander and R.K. Sheline, Nucl. Phys. A **413**, 375 (1984).
6. I. Ahmad and P.A. Butler, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **43**, 71 (1993).

7. P.A. Butler and W. Nazarewicz, Rev. Mod. Phys. **68**, 349 (1996).
8. V.Yu. Denisov and A.Ya. Dzyublik, Nucl. Phys. A **589**, 17 (1995).
9. J.P. Elliot and J.A. Evans, Phys. Lett. B **169**, 309 (1986).
10. Ш. Шарипов, М.С. Надырбеков, Г.А. Юлдашева, УФЖ **53**, 112 (2008).
11. P.A. Butler and W. Nazarewicz, Nucl. Phys. A **533**, 249 (1991).
12. A.S. Davydov and A.A. Chaban, Nucl. Phys. **20**, 499 (1960).
13. А.С. Давыдов *Возбужденные состояния атомных ядер* (Атомиздат, Москва, 1967).
14. В.К. Тартаковский, ЯФ **50**, 335 (1989); П.В. Скоробогатов, ЯФ **15**, 220 (1972).
15. В.Ю. Денисов, А.Я. Дзюблик, ЯФ **56**, 30 (1993).
16. А.Г. Ситенко, В.К. Тартаковский, *Лекции по теории ядра* (Атомиздат, Москва, 1972).
17. P. Ring and P. Shuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer, Heidelberg, 1980).
18. Dennis Bonatsos, C. Daskaloyannis, S.B. Drenska, N. Karoussos, J. Maruani, N. Minkov, P.P. Raychev, and R.P. Roussev, Phys. Rev. A **60**, 253 (1999).
19. R.M. Lieder and H. Ryde, *Advances in Nuclear Physics*, ed. by M. Baranger, E. Vogt (N.Y., 1978), Vol. 10.
20. F.S. Stephens and R.S. Simon, Nucl. Phys. A **138**, 257 (1972).
21. S. Flibotte *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 4299 (1993); Nucl. Phys. A **584**, 373 (1995).
22. B. Cederwall, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3150 (1994).
23. D. Bonatsos, C. Daskaloyannis, S. Drenska, G. Lalazissis, N. Minkov, P. Raychev, and R. Roussev, Phys. Rev. A **54**, R2533 (1996).
24. C.S. Wu and Z.N. Zhou, Phys. Rev. C **56**, 1814 (1997); L.A. Wu and H. Toki, Phys. Rev. C **56**, 1821 (1997).
25. D. Bonatsos, Phys. Lett. **B200**, 1 (1988).
26. P.C. Sood, D.M. Headly, and R.K. Sheline, At. Data Nucl. Data Tables **47**, 89 (1991); P.C. Sood, D.M. Headly, and R.K. Sheline, At. Data Nucl. Data Tables **51**, 273 (1992).
27. W.R. Phillips *et al.*, Phys. Lett. B **212**, 402 (1988).
28. Dennis Bonatsos, C. Daskaloyannis, S. B. Drenska, N. Fotiades, N. Minkov, P.P. Raychev, and R.P. Roussev, arXiv:nucl-th/0111003 v1 1 Nov 2001.

29. M.J.A. de Voigt, J. Dudek, and Z. Szymanski, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 949 (1983).
30. Dennis Bonatsos, C. Daskaloyannis, S.B. Drenska, N. Karoussos, N. Minkov, P.P. Raychev, and R.P. Roussev, *Phys. Rev. C* **62**, 024301 (2000).
31. J.F.C. Cocks *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2920 (1997); J.F.C. Cocks *et al.*, *Nucl. Phys. A* **645**, 61 (1999).
32. И.М. Павлюченков, *УФН* **133**, 193 (1981).
33. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
34. N. Minkov *et al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 044315 (2006).

Получено 09.11.10

“STAGGERING” ЕФЕКТ У ПАРНО-ПАРНИХ ЯДРАХ
З КВАДРУПОЛЬНОЮ І ОКТУПОЛЬНОЮ
ДЕФОРМАЦІЯМИ

М.С. Надирбеков, Г.А. Юлдашева

Резюме

Досліджено $\Delta I = 1$ “staggering” ефект в енергетичному спектрі позитивної і негативної парності іраст-полоси парно-парних

ядер в області актинідів. Використано формулу “staggering” ефекту, який пропорційний дискретному наближенню похідної четвертого порядку від функції $\Delta E(I)$. Показано, що “staggering” ефект має “зигзагоподібну” поведінку і зникнення цього ефекту в енергетичному спектрі не відбувається в межах спостережуваної області кутового моменту.

“STAGGERING” EFFECT IN EVEN-EVEN NUCLEI
WITH QUADRUPOLE AND OCTUPOLE DEFORMATIONS

M.S. Nadirbekov, G.A. Yuldasheva

Institute of Nuclear Physics,
Academy of Sciences of Republic Uzbekistan,
(Ulugbek, Tashkent 100214, Uzbekistan)

S u m m a r y

The $\Delta I = 1$ “staggering” effect is investigated in the energy spectrum of positive and negative parities of the yrast band of even-even actinide nuclei. The “staggering” effect is described by the formula proportional to the discrete approximation of the fourth-order derivative of the function $\Delta E(I)$. It is shown that the “staggering” effect is characterized by the “zigzag” behavior and does not vanish within the observed range of angular momenta.